

4. Modelamento da difusão atmosférica de poluentes

Para o Curso de Física da Poluição do Ar FAP346, 2º Semestre/2006

Prof. Américo Sansigolo Kerr

Monitora: Maria Emília Rehder Xavier

4.1.1 Considerações Iniciais

Estimar teoricamente a distribuição espacial da concentração de um determinado componente (poluente, traçador etc.) lançado na Camada Limite da Atmosfera (CL) é uma tarefa complexa, sendo comum observar diferenças de um fator 2 a 10 entre valores calculados e medidas de campo. Uma primeira dificuldade é conhecer com precisão o comportamento da fonte emissora. A isso se soma a complexidade do sistema atmosférico, considerando-se desde a dinâmica dos ventos e turbulências (difusão e transporte do componente no ar) até os inúmeros processos de transformação físico-química e remoção que o componente pode sofrer.

Nos limites de seu desenvolvimento teórico, os modelos de dispersão representam a única forma para avaliar o impacto de emissões como as que podem ocorrer em instalações industriais, acidentes ecológicos e explosões nucleares. Em combinação com experiências de campo eles também são fundamentais para analisar a dinâmica de componentes lançados ao ar, particularmente quando predominam peculiaridades locais.

O equacionamento da difusão atmosférica segue essencialmente três vias: teoria estatística da difusão turbulenta, conservação da massa (equação de continuidade) e teoria da similaridade.

A teoria da similaridade é aplicada em uma série de problemas atmosféricos, tendo como pressuposto o limitado conhecimento dos princípios fundamentais que regem o fenômeno. Ela envolve essencialmente um conjunto de procedimentos para extrair relações empíricas para o parâmetro que se deseja calcular (conforme Stull, 1991):

- *selecionam-se intuitivamente as variáveis que são relevantes para a situação;*
- *organizam-se as variáveis em grupos adimensionais;*
- *determinam-se, experimentalmente, os valores numéricos para os grupos adimensionais;*
- *ajustam-se os dados a uma curva ou a uma equação, determinando uma relação empírica entre os grupos adimensionais.*

Gifford (1968), Pasquill (1974), Nieuwstadt (1984) são textos básicos bem conhecidos e que apresentam algumas derivações para emissões contínuas de plumas próximo à superfície que usam esse desenvolvimento.

Já a Teoria Estatística e a Conservação da Massa partem de princípios físicos básicos que governam a dinâmica atmosférica. Dada a complexidade do sistema, isso termina sempre envolvendo simplificações e uso de determinações empíricas, especialmente quando se trata de soluções exatas para o problema. Esses dois desenvolvimentos, sob condições simplificadas, têm o Modelo da Pluma Gaussiana como uma solução exata. Soluções numéricas por via computacional permitem que se opere com situações mais realistas para ambos os casos.

4.1.2 A Teoria Estatística da Difusão Turbulenta

Os modelamentos estatísticos para a difusão atmosférica baseiam-se em uma analogia entre a ação de turbilhões de ar na atmosfera e a ação das moléculas de um fluido que provocam o movimento Browniano. A teoria básica sobre movimento Browniano foi desenvolvida por Einstein (1905). Taylor (1915) mostrou que o movimento turbulento em um fluido pode difundir calor e outros elementos difundíveis de modo análogo à agitação

molecular e, em artigo posterior (Taylor, 1922), determinou relações que possibilitam o emprego das flutuações na velocidade do fluido para calcular o “poder de difusão” do meio.

Textos básicos como Pasquill (1974) e Csanady (1980) abordam esta questão de forma detalhada. Aqui vamos apresentar apenas os aspectos teóricos principais para uma visão introdutória sobre a difusão atmosférica de poluentes.

4.1.2.1 Difusão por movimento Browniano em uma dimensão

Considera-se que a movimentação da partícula sobre um eixo-x ocorre através de uma sucessão de passos l (caminho livre médio da partícula) realizados em um intervalo de tempo Δt , suficientemente longo para que esses passos possam ser tomados como independentes. A probabilidade de cada passo ser no sentido positivo ou negativo é igual e, portanto, cada um tem probabilidade $1/2$ de ocorrer.

Estas condições são características da clássica distribuição Binomial (com probabilidade $1/2$) como solução para a probabilidade de se encontrar a partícula a m passos da origem do movimento, após terem sido dados um total de N passos:

$$P(m, N) = \frac{N!}{[\frac{1}{2}(N+m)]![\frac{1}{2}(N-m)]!} \left(\frac{1}{2}\right)^N \quad \text{E. 4.2-1}$$

Na difusão Browniana N é bastante grande e cada passo dado é muito pequeno em relação à região onde a partícula se agita. Aplicadas estas condições limites a E. 4.2-1 obtém-se uma função Gaussiana (ou Distribuição Normal), que expressa uma distribuição contínua para a densidade de probabilidade para a posição (x) da partícula em um dado instante de tempo t :

$$P(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \quad \text{E. 4.2-2}$$

onde:

$$x = m.l$$

$$N = B.t \text{ (número total de passos é diretamente proporcional ao tempo)}$$

$$\sigma_x = \sqrt{N} = \sqrt{B.t}$$

Um desenvolvimento detalhado de E. 4.2-1 e E. 4.2-2 pode ser visto em uma série de textos básicos sobre probabilidade e estatística, como por exemplo Helene&Vanin (1981). Os elementos comentados acima apenas localizam as características físicas do movimento Browniano que permitem sua identificação com os tratamentos estatísticos desenvolvidos de modo generalizado nestes textos básicos.

Usando E. 4.2-2 pode-se determinar a concentração média de partículas em função da posição e do tempo. Considerando-se uma quantidade Q de partículas em $x=0$, no instante $t=0$, o número médio de partículas em um segmento dx , no instante t e no ponto x , é:

$$dN = Q.P(x, t).dx = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right).dx \quad \text{E. 4.2-3}$$

E, portanto a concentração média $\langle C(x, t) \rangle$, será:

$$\langle C(x, t) \rangle = \frac{dN}{dx} = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) \quad \text{E. 4.2-4}$$

Este resultado também pode ser obtido como solução da equação de difusão em um fluido incompressível, construída a partir da lei da conservação da massa e da lei de Fick. Esse tipo de abordagem pode ser vista, por exemplo, em Kerr (1983), Csanady (1980), Seinfeld (1986), Roberts (1923).

4.1.2.2 Difusão por movimentos contínuos

Vamos considerar um fluido com movimentação aleatória estacionária em uma dimensão, onde a velocidade é dada por $u(t)$, então:

$$\begin{aligned} \overline{u(t)} &= 0 \\ \overline{u^2(t)} &= \text{constante} = \overline{u^2} \end{aligned} \quad \text{E. 4.2-5}$$

A função de auto-correlação para a velocidade é dada por:

$$R(\tau) = \frac{\overline{u(t)u(t+\tau)}}{\overline{u^2}} \quad \text{E. 4.2-6}$$

Note-se que a covariância $\overline{u(t)u(t+\tau)}$ (numerador de E. 4.2-6) tende a $\overline{u^2}$ na medida em que $\tau \rightarrow 0$ e, portanto, $R(\tau) \rightarrow 1$. Caso $\overline{u(t)}$ e $\overline{u(t+\tau)}$ estejam totalmente anti-correlacionadas [$\overline{u(t)} = -\overline{u(t+\tau)}$], a covariância tende a $-\overline{u^2}$ e, portanto, $R(\tau) \rightarrow -1$. Quando $\tau \rightarrow \infty$ o produto $u(t)u(t+\tau)$ corresponde ao produto de duas variáveis aleatórias e independentes entre si, sendo, portanto, um resultado que também é aleatório e cuja média (a covariância) é nula. Ou seja, para $\tau \rightarrow \infty$, $R(\tau) \rightarrow 0$. Em resumo,

$$\begin{aligned} -1 \leq R(\tau) \leq 1 \quad (\text{para } \forall \tau) \\ \text{e } R(\tau) \rightarrow 0 \text{ se } \tau \rightarrow \infty \end{aligned} \quad \text{E. 4.2-7}$$

Outra propriedade importante de $R(\tau)$ é ser uma função par. Como ela é calculada a partir de valores médios e o processo em questão é estacionário, as médias não podem depender do instante de tempo adotado para calculá-las, logo,

$$R(\tau) = \frac{\overline{u(t)u(t+\tau)}}{\overline{u^2}} = \frac{\overline{u(t-\tau)u(t)}}{\overline{u^2}} = R(-\tau) \quad \text{E. 4.2-8}$$

A importância da função $R(\tau)$ na difusão turbulenta é que ela permite relacionar o comportamento estocástico do vento ao deslocamento quadrático médio, ou seja, ao desvio padrão (σ_x) do deslocamento neste processo de movimentação aleatória. Esta relação pode ser obtida combinando-se expressões gerais para $u(t)$, para o deslocamento $x(t)$ e para a derivada de $x^2(t)$:

$$x(t) = \int_0^t u(t') dt' \quad \text{E. 4.2-9}$$

$$\frac{dx}{dt} = u(t) \quad \text{E. 4.2-10}$$

$$\frac{d[x^2(t)]}{dt} = 2x \frac{dx}{dt} \quad \text{E. 4.2-11}$$

Usando E. 4.2-9 e E. 4.2-10 em E. 4.2-11, obtém-se:

$$\frac{dx^2}{dt} = 2 \int_0^t u(t)u(t') dt' \quad \text{E. 4.2-12}$$

A relação com $R(\tau)$ é conseguida tirando-se a média em ambos os lados de E. 4.2-12, usando-se E. 4.2-6 e fazendo-se a transformação da variável de integração de t' para $\tau = t'-t$ [considerando que $R(\tau)$ é par (E. 4.2-8)]:

$$\frac{dx^2}{dt} = 2\overline{u^2} \int_0^t R(\tau) d\tau \quad \text{E. 4.2-13}$$

Considerando-se que temos um processo aleatório, $\overline{x^2} = \sigma_x^2$, a variância da variável posição. Assim,

$$\sigma_x^2(t) = 2\overline{u^2} \int_0^t \int_0^t R(\tau) d\tau dt \quad \text{E. 4.2-14}$$

Este é o resultado obtido por Taylor (1922) o que, em suas próprias palavras, “reduz o problema da difusão, em um tipo simplificado de movimentação turbulenta, à consideração de uma única quantidade, o coeficiente de correlação entre a velocidade de uma partícula em um instante t e em um tempo $t+\tau$.” Ou seja, **desde que possa ser obtida uma função integrável para $R(\tau)$ em um processo aleatório e estacionário, é possível determinar seu coeficiente de dispersão com o emprego de E. 4.2-14.**

No caso do movimento Browniano e processos similares caracterizáveis como “Processos de Markov” (que muitas vezes representam uma boa aproximação para problemas atmosféricos), $R(\tau)$ é uma função exponencial (Csanady,1980):

$$R(\tau) = e^{-\tau/T_L} \quad \text{E. 4.2-15}$$

onde T_L representa a escala de tempo característica do processo, definida como:

$$T_L = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \quad \text{E. 4.2-16}$$

4.1.2.3 A Difusão Turbulenta e o Modelo da Pluma Gaussiana

Os turbilhões em um fluido são vórtices, remoinhos, ou seja, parcelas do fluido que apresentam um movimento de rotação espiralado. Mesmo em situações muito controladas, como em túneis de vento, dificilmente poder-se-ia definir um tamanho típico para os turbilhões, do mesmo modo como se define um caminho livre médio no movimento Browniano. O que se observa são espectros de turbulência com vórtices de diferentes tamanhos e frequências, apresentando correlação e transferência de energia entre as diferentes frequências.

Na atmosfera as turbulências se desenvolvem majoritariamente dentro da “Camada Limite” (CL) que representa aquela região em contato direto com a superfície terrestre, sujeita, portanto, a seus impulsos. O aquecimento solar da crosta terrestre gera grandes turbilhões de massas “térmicas” de ar ascendente. Massas de ar em circulação sofrem fricção com a superfície terrestre, desenvolvendo forças de cisalhamento que frequentemente geram um movimento turbulento. Árvores, rugosidades da superfície terrestre, edificações, acidentes geográficos e outros obstáculos causam turbilhonamento nos ventos que circulam por entre eles.

O espectro de frequências para a velocidade do vento na CL é bastante amplo, envolvendo ciclos concentrados entre 0.001h e 900h (Van der Hoven, 1957). Os ciclos mais longos (acima de ~5h) estão ligados à efeitos de escala sinóptica e associam-se ao fluxo médio do ar. Ciclos entre ~0,001h e ~0,1h correspondem à turbulência atmosférica. Entre 30 min. e 1h há uma drástica redução na intensidade espectral, demarcando uma transição entre a escala de turbulências e a escala sinóptica dos ventos (Stull, 1991).

Assim, nos problemas de difusão atmosférica procura-se trabalhar com a velocidade do vento separada em duas parcelas: a velocidade média $\bar{\mathbf{u}}$ e a velocidade turbulenta \mathbf{u}' :

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' \quad \text{E. 4.2-17}$$

As componentes x, y e z de $\bar{\mathbf{u}}$ serão designadas por U , V e W e de \mathbf{u}' , u , v e w , respectivamente.

A similaridade entre a difusão de um componente por movimentação de uma série de turbilhões e o movimento Browniano não encontrou ainda uma demonstração teórica sólida.

Há analogias intuitivas entre os elementos de cada um destes processos mas como pode-se perceber eles guardam características físicas diversas e que certamente restringiriam teoricamente a extensão das deduções de um para o outro. Todavia, observações experimentais com parâmetros bem controlados mostram que o tratamento da difusão turbulenta como um processo estocástico, similar à difusão Browniana representa uma aproximação aceitável.

A condição básica para se aplicar esta analogia é que a turbulência deve ser homogênea e estacionária, ou seja, ela deve ser constante espacial e temporalmente. Obviamente a aplicação desta condição à CL exige muito cuidado bem como a definição de uma série de elementos retificadores, tais como fatores de correção para determinadas “constantes” ou o fracionamento de cálculos para incorporar heterogeneidades evidentes.

Sob estas condições, a distribuição espacial de concentrações devida a uma emissão instantânea Q de um componente lançado em um ponto da CL, em um problema unidimensional, também será dada por E. 4.2-4, sendo necessário definir parâmetros σ , específicos para a difusão turbulenta.

A extensão do problema para três dimensões, exige a utilização da distribuição Gaussiana em três dimensões como indicadora da probabilidade de encontrarmos cada partícula em um ponto do espaço. Se for incorporado, ainda, um vento de velocidade média \bar{u} na direção x , a concentração média para uma emissão pontual e instantânea será dada por:

$$\langle C(x,y,z,t) \rangle = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \frac{(x - Ut)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right\} \quad \text{E. 4.2-18}$$

Referenciando-se em E. 4.2-17, considera-se que a velocidade média apenas translada o material em difusão e, portanto, o termo Ut representa a translação do sistema de coordenadas para o ponto onde foi feito o lançamento do componente e que está se deslocando com velocidade U . A parcela turbulenta da velocidade provoca a difusão do material em relação a este ponto.

A expressão E. 4.2-18 é a base empregada no equacionamento de outras situações em problemas ambientais onde existe emissão pontual e contínua, tais como: fonte elevada (chaminé com altura H), presença de barreira refletora (como o solo), sedimentação gravitacional do material emitido, integração para fontes sobre linha extensa ou homoganeamente distribuídas sobre uma área etc. O desenvolvimento da maior parte destas soluções pode ser encontrado em uma série de textos como Kerr (1983), Gifford (1968), Pasquill (1974), Sutton (1953), Nieuwstadt (1984), Csanady (1980), Seinfeld (1986), representando variações sobre o conhecido “Modelo da Pluma Gaussiana”, ou derivações obtidas a partir dele.

Não vamos aqui fazer o desenvolvimento de uma emissão contínua (S , em massa por unidade de tempo) com vento médio U na direção x , mas ela pode ser resolvida de forma simplificada com as seguintes considerações:

(i) a difusão turbulenta na direção- x é considerada pequena quando comparada com o transporte do material pela velocidade U (o modelo pressupõe $\mathbf{u} = U\mathbf{i}$), o que permite tratar a emissão contínua como se fosse uma sucessão de baforadas (pontuais, com intensidade $Q = Sdt$ em E.4.2-18, transportadas pelo vento médio, e a difusão de cada uma delas só é relevante sobre um disco perpendicular ao eixo de propagação (Fig.4.1-5 A e B);

(ii) a variável t é eliminada considerando a hipótese de Taylor (1938), baseada na estacionariedade e homogeneidade da turbulência, usando-se a relação

$$x' = Ut \Rightarrow dt = \frac{dx'}{U} \quad \text{E. 4.2-19}$$

com essas modificações, integra-se a equação E.4.2-18 em x' , entre $-\infty$ e ∞ (situação estacionária em que a emissão já ocorre há muito tempo), sendo que a condição (i) nos permite considerar os termos dependentes em y e z como constantes no ponto x , podendo ser colocados para fora da integral. Assim, usando função $\Gamma(1/2)$, obtém-se:

$$\langle C(x, y, z) \rangle = \frac{S}{2\pi \sigma_y \sigma_z U} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad \text{E. 4.2-20}$$

Na difusão atmosférica, teoricamente, seria necessário considerar um coeficiente de dispersão total, composto por duas parcelas - uma relativa à difusão molecular e outra relativa à difusão turbulenta. Todavia, a difusibilidade molecular assume valores entre $\sim 10^3$ a $\sim 10^{12}$ vezes menores que a difusibilidade turbulenta, podendo ser desprezada na grande maioria dos casos (Sutton, 1932).

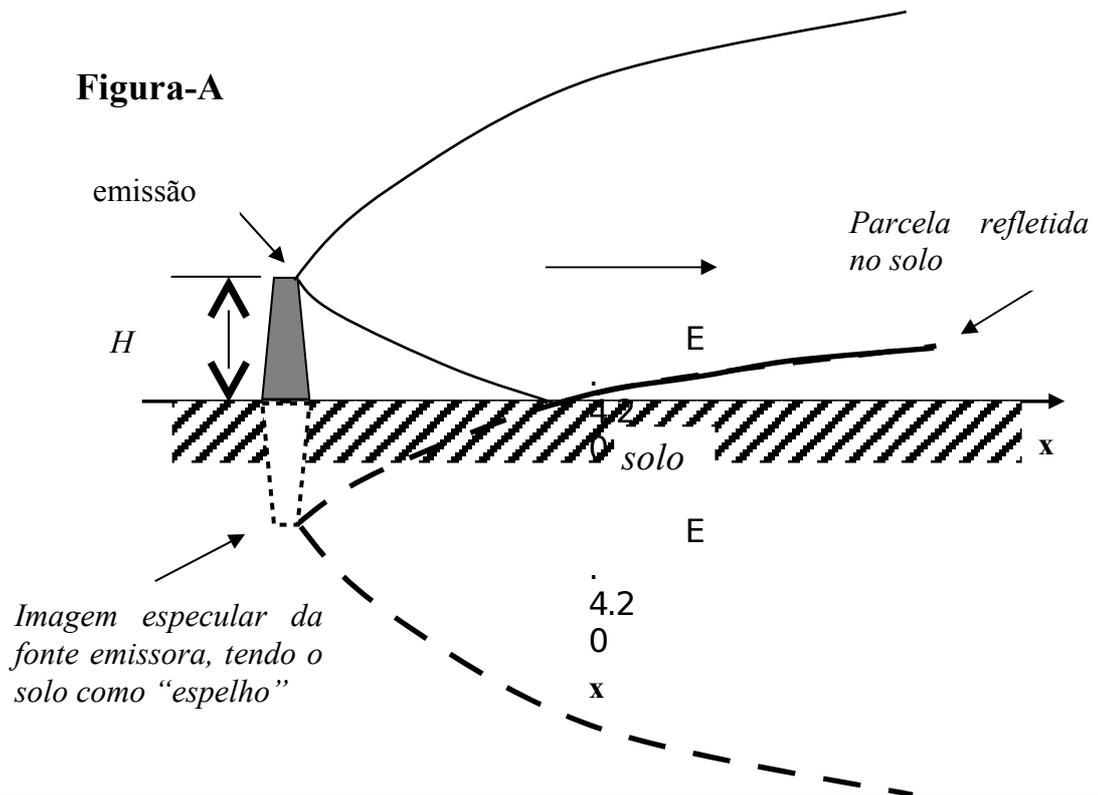
A situação real de uma emissão contínua, geralmente compreende um ponto de emissão (chaminé, por exemplo) de altura H e o solo, onde ocorre uma reflexão da pluma, que pode ser adicionada a partir de uma fonte virtual sob o solo, como imagem especular da fonte real (Figura A). Usando-se E.4.2-20 e observando a figura A, temos:

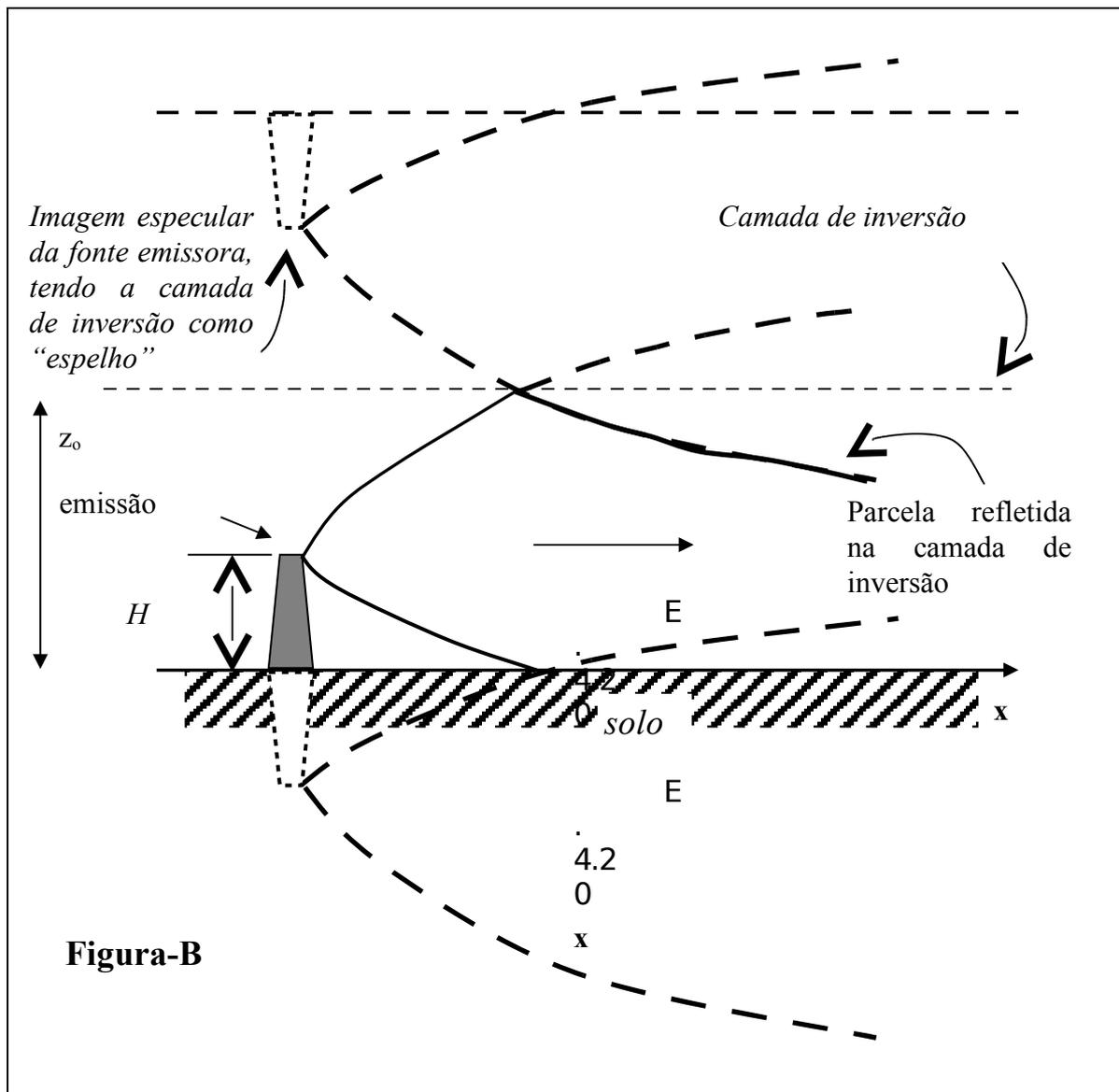
$$\langle C(x, y, z) \rangle = \frac{S}{2\pi \sigma_y \sigma_z U} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad \text{E. 4.2-21}$$

Caso haja uma camada de inversão térmica próximo à fonte, a uma altura z_0 , é necessário acrescentar um termo para a reflexão que ocorre nesta camada (figura-B):

$$\langle C(x, y, z) \rangle = \frac{S}{2\pi \sigma_y \sigma_z U} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \times \left\{ \exp\left[-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z-2z_0+H)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\} \quad \text{E. 4.2-22}$$

Figura-A





4.1.3 Parâmetros para Aplicação da Pluma Gaussiana

Apesar do Modelo da Pluma Gaussiana ser uma solução para a difusão atmosférica obtida sob condições bastante simplificadas, ele continua sendo bastante utilizado, especialmente pelos organismos de controle ambiental. A principal razão para isto é que seus resultados observam a mesma concordância com medidas experimentais que modelos mais elaborados.

Naturalmente, em situações complexas, onde a hipótese de turbulência homogênea e estacionária está muito distante da realidade, torna-se necessário o emprego de recursos mais sofisticados. Simulações numéricas em computador, usando o método de Monte-Carlo em um processo de Markov tem se mostrado como o mais indicado nestas situações. Túneis de vento e tanques de prova também têm sido empregado para analisar a difusão atmosférica em terrenos complexos. Relativamente bem sucedidos no estudo de fenômenos simples, a simulação de situações reais em túneis de vento é muito mais trabalhosa e sujeita a falhas, como mostra Ohba et al. (1990). Snyder (1990) fez uma revisão dos trabalhos desenvolvidos pela EPA (Environmental Protection Agency) em sua infra-estrutura de Modelamento de Fluidos, mostrando comparações entre medidas em simulações e em experimentos de campo,

além de apresentar visualizações didáticas de alguns efeitos observados em terrenos complexos.

Para a Pluma Gaussiana, os principais elementos a serem determinados são os coeficientes de dispersão σ_i ($i=y, z$) adequados ao local em estudo. Há que se considerar a dependência dos σ_i com as classes de estabilidades observadas e com o tempo de amostragem, bem como as condições para o emprego de dados meteorológicos disponíveis. Slade (1968), Csanady (1980), Seinfeld (1986), Stern (1976), Nieuwstadt & Van Dop et al. (1984), Hanna et al. (1982) são alguns textos de referência que apresentam e analisam uma série de alternativas para equacionamento e aplicação deste modelo. Apresentaremos a seguir as opções relacionadas a este trabalho.

4.1.3.1 Determinação de σ_i

Estimativas empíricas

As curvas de Pasquill-Gifford (P&G), ainda hoje representam a principal fonte para a obtenção destes parâmetros. A partir de experiências de dispersão realizadas por Hay&Pasquill em 1957, com esporos de Lycopodium, Pasquill (1961) apresentou um método para se estimar o espalhamento vertical e horizontal de uma pluma (emissão contínua), tendo em consideração as condições meteorológicas que definiam o tipo de turbulência presente (Classes de Estabilidade de P&G). Gifford (1961) operou sobre estes dados reapresentando-os na forma de curvas para σ_y e σ_z , diretamente utilizáveis no modelo da Pluma Gaussiana.

Posteriormente, Gifford (1976) fez um artigo de revisão sobre a tipificação dos processos de difusão, retificando levemente as curvas de P&G. Apresentou também as fórmulas de Briggs (1974) - Tabela 4.1-I, que agruparam mais dois conjuntos de dados àqueles gerados pela experiência de Hay&Pasquill:

(i) medidas em plumas obtidas com névoas de óleo no Brookhaven National Laboratory (BNL);

(ii) medidas efetuadas pelo Tennessee Valley Authority (TVA) ao longo de 20 anos de experiências.

Estas fórmulas são mais adequadas ao uso computacional e são mais confiáveis na medida em que ponderam outros resultados, especialmente para distâncias maiores (para distâncias superiores a 800m as curvas de P&G representam extrapolações).

Tabela 4.2-I

Classe de Estabilidade de P&G	Fórmulas de Briggs		BNL ρ / σ_z			
	Descrição	Pasquill σ_θ (Graus)	σ_y (m)	σ_z (m)	c (m)	d
Muito Instável	A	25	$0,22x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,20x$	0,41	0,91
Moderadamente Instável	B	20	$0,16x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,12x$	0,33	0,86
Levemente Instável	C	15	$0,11x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,08x(1+0,0002x)^{-1/2}$		
Neutra	D	10	$0,08x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,06x(1+0,0015x)^{-1/2}$	0,22	0,78
Moderadamente Estável	E	5	$0,06x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,03x(1+0,0003x)^{-1}$		
Muito Estável	F	2,5	$0,04x(1+0,0001x)^{-1/2}$	$0,016x(1+0,0003x)^{-1}$	0,06	0,71
Muitíssimo Estável	G	1				

Gifford comenta ainda a existência de uma série de proposições de fórmulas de interpolação para valores de σ_y e σ_z , baseadas em funções de potências:

$$\sigma_z = cx^d \quad \text{e} \quad \sigma_y = ax^b \quad \text{E. 4.2-23}$$

Na Tab.4.1-I estão listados valores de c e d, ajustados para dados do BNL (Hanna,1982). Apesar da facilidade de cálculo patrocinada por este tipo de função, Gifford sugere que seu emprego se limite a distâncias menores ($x \ll 10^4 \text{m}$).

Funções universais para σ_i

Com base em E. 4.2-14, é possível, também, determinar funções “universais” que forneçam valores de σ_i (opção adotada neste trabalho para obter σ_i). Pode-se avaliar o tipo de função $R(\tau)$ que se ajusta ao problema em estudo e, neste caso, a opção mais simples é E. 4.2-15 que segue a analogia fenomenológica com o movimento Browniano. Outras funções procuram dar conta de particularidades da difusão turbulenta, sendo mais conhecidas as funções de potência formuladas por Sutton (1932, 1953). Há, ainda, a possibilidade de, a partir de E. 4.2-15 e considerando E. 4.2-16, tratar σ_i como função de σ_θ , x e t/T_L , obtida por ajuste empírico. Draxler (1976), fez isto agrupando dados padronizados de experimentos de dispersão significativos.

Classificação da turbulência

As classes de estabilidade de P&G da Tab.4.1-I indicam o tipo de turbulência encontrada na CL e são fundamentais na determinação dos σ_i . Pasquill procurou associar esta classificação a dados meteorológicos obtidos rotineiramente (insolação, velocidade dos ventos de superfície e cobertura por nuvens) como forma de facilitar a viabilização de cálculos de dispersão. Seu esquema de classificação pode ser encontrado em qualquer livro ou manual que aborde a difusão de componentes na atmosfera.

Há, também, uma série de trabalhos comparando diferentes propostas de indicação das classes de estabilidade de P&G com base em alguns parâmetros atmosféricos específicos.

Buscando estabelecer recomendações sobre os procedimentos mais adequados, um “*Workshop*” organizado pela American Meteorological Society, em 1977, sobre esquemas de classificação de estabilidade e curvas para sigmas, formulou uma série de recomendações em torno destas questões (Hanna et al., 1977). Dentre outras indicações feitas, o desvio padrão (σ_θ) do ângulo horizontal (θ) da velocidade do vento e o desvio padrão (σ_ϕ) do ângulo vertical (ϕ) da velocidade do vento foram considerados adequados à determinação do tipo de turbulência ou, mesmo, para propiciar o cálculo direto de σ_y e σ_z (usando as funções “universais” citadas acima). Neste trabalho foi adotado σ_θ para avaliar o tipo de turbulência.

Miller&Little(1980) comparam σ_θ com dois outros critérios para determinar as classes de estabilidade de P&G. Em uma experiência para avaliar a acurácia do modelo da Pluma Gaussiana, com uma amostragem de ~70 casos, mostrou que σ_θ apresentou resultados significativamente melhores.

Sedefian&Bennett (1980) usaram σ_θ como referência para estudar quatro outros critérios para tipificar a turbulência, mostrando a necessidade de se padronizar a forma de obtê-lo (o tipo de turbulência varia com a altura e com o período de tempo sobre o qual σ_θ é calculado). Os valores apresentados na Tab.4.1-I correspondem a procedimentos padrões de medida: velocidade do vento obtidas em torres de 10m e médias calculadas sobre intervalos de 1h.

É importante destacar, ainda, que a razão (S) entre altura da camada de mistura (h) e o comprimento de Monin-Obukhov (L), é fortemente recomendada como medida da estabilidade (Hanna et al., 1977). Todavia, freqüentemente não se dispõe de h como medida rotineira, bem como alguns dos parâmetros necessários para o cálculo de L . Há uma série de trabalhos que propõem aproximações para S ou avaliações aproximadas para L e h , sendo que alguns assemelham-se a versões aperfeiçoadas e mais sofisticadas da classificação desenvolvida inicialmente por Pasquill. Exemplos recentes de trabalhos nesta linha podem ser vistos em Hanna&Chang (1992) e Bellasio et al. (1994).

4.1.3.2 Correção temporal de σ_i

A hipótese de homogeneidade e estacionariedade da turbulência na CL tem um alcance bastante limitado. Os diferentes processos geradores de turbulência, descritos no item 4.1.2.3, incorporam componentes nitidamente heterogêneos, como aquecimento diferenciado da

superfície terrestre e rugosidade diversificada em uma mesma região. Assim, quanto maior o tempo sobre o qual se observa a difusão, tanto maior será o σ_y . No item 4.1.3.5, apresentado mais adiante, analisamos situações específicas de variabilidade mais elevada de σ_y .

O Handbook on Atmospheric Diffusion (Hanna, 1982) sugere que se use uma fórmula empírica proposta por Gifford para correção de σ_y em termos do tempo de amostragem:

$$\frac{\sigma_{yd}}{\sigma_{ye}} = \left(\frac{T_{sd}}{T_{se}} \right)^q \quad \text{E. 4.2-24}$$

Onde:

d e e sinalizam dois casos diferentes;

$q = 0,25$ a $0,3$ para $1h < T_{sd} < 100h$

$q = 0,2$ para $3\text{min} < T_{sd} < 1h$

Assume-se que as curvas de P&G representam um tempo de amostragem de $\sim 10\text{min}$.

Chalita (1987), calculou valores para σ_y em Cubatão, empregando E. 4.2-14 em combinação com E. 4.2-6, e ajustou fatores de correção temporal para estes valores. Considerou como tempo de amostragem o período sobre o qual calculou médias em E. 4.2-6 (com trechos desde 1h até 7h) e ajustou funções de potências de x para cada tempo de amostragem que empregou.

4.1.3.3 Escalas de tempo Lagrangiana e Euleriana

O tratamento estatístico da difusão turbulenta é um processo Lagrangiano - acompanha-se a posição de uma partícula no espaço (pela probabilidade dela ser encontrada neste ponto) para avaliar a concentração espacial esperada caso um número grande de partículas seja lançado em um determinado ponto do fluido. Mas, na atmosfera, as medidas de movimentação do fluido geralmente são Eulerianas - anemômetros presos à torre de uma estação meteorológica medem a velocidade do vento em um ponto fixo do espaço, o que caracteriza a velocidade de qualquer partícula que, naquele instante, esteja no referido ponto do campo de velocidades.

Taylor (1935) em um extenso artigo sobre teoria estatística da turbulência, analisa dados de turbulências em túnel de vento, geradas com o emprego de grades e outras estruturas regulares em forma de favo. Analisando medidas simultâneas da velocidade do vento sobre pontos alinhados, observou que podia ser definido um comprimento típico Euleriano, análogo a escala Lagrangiana (E. 4.2-16):

$$L_E = \int_0^{\infty} R(y) dy \quad \text{E. 4.2-25}$$

Pasquill (1974, p.87-90 e p.134-137) apresenta uma boa síntese teórica sobre este tema. Ele comenta que Mickelsen (1955) observou as funções $R(x)$ e $R(\tau)$ em experimento de túnel de vento, demonstrando que:

$$R(x) = \frac{1}{B^2} R(\tau) \quad \text{quando} \quad \tau = \frac{x}{B\sqrt{v^2}}$$

ou, se considerarmos a hipótese de Taylor, E.4.20, E. 4.2-26

$$\tau = \frac{\tau_E}{B\sqrt{\frac{v^2}{U}}}$$

Na CL, a correlação entre Turbulências Lagrangianas e Eulerianas normalmente baseia-se na comparação entre medidas obtidas a partir da observação do deslocamento de balões livres e registros realizados por anemômetros fixos. Hanna (1982) comenta que Gifford (1955) e Hay&Pasquill (1959), baseando-se em observações na atmosfera, sugeriram que espectros e autocorrelogramas Lagrangianos e Eulerianos teriam formatos similares e guardariam entre si apenas um deslocamento temporal, formulando a hipótese simples de que:

$$R_L(\tau) = R_E(\tau_E) \text{ quando } \tau = \beta \tau_E \quad \text{E. 4.2-27}$$

sendo β calculado por similaridade com E. 4.2-24.

Reid (1979) encontrou melhores ajustes teóricos a dados experimentais quando usou:

$$\beta = \frac{0,5}{\frac{\sqrt{v^2}}{U}} \quad \text{E. 4.2-28}$$

(equivalente a se ter $B=2$ em E. 4.2-24)

4.1.3.4 Variação de U com altura.

O mais conveniente em problemas de difusão atmosférica é adotar uma função de potência para incorporar o perfil vertical da velocidade do vento, U :

$$U_2 = U_1 \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^p \quad \text{E. 4.2-29}$$

O expoente p varia com a classe de estabilidade de P&G e o grau de rugosidade da superfície terrestre. Os valores para p mais recomendados, referem-se ao trabalho de Irwin (1979) que, na Tab.4.II (Hanna, 1982) estão expressos em termos de rugosidades típicas para regiões urbanas e rurais.

Tabela 4.2-II

Valores de p para E. 4.2-27

Rugosidade	Classe de Estabilidade de P&G					
	Pasquill&Gifford/ σ_θ (graus)					
	A/ 25	B/ 20	C/ 15	D/ 10	E/ 5	F/ 2,5
Urbana	0,15	0,15	0,20	0,25	0,40	0,60
Rural	0,07	0,07	0,10	0,15	0,35	0,55

4.1.3.5 Flutuações na Concentração e Meandramento na Dispersão de Plumias

Quando a dispersão de uma Pluma apresenta meandramento, as estimativas de concentração média que não consideram este efeito em seus cálculos podem facilmente estar sobrestimadas em um fator 4 a 6 (Kristensen et al., 1981; Hanna, 1983). Regiões de orla marinha e com terreno acidentado, como Cubatão, são propícias ao desenvolvimento deste efeito, sendo indispensável incorporá-lo ao modelamento local da difusão. A Fig.4.1-1 (Peterson&Lamb, 1990), com representações bidimensionais de séries temporais do ângulo horizontal do vento, permite uma visualização dramática do efeito que a flutuação da direção do vento pode introduzir na dispersão de componentes: H25, 27 e 33, representam classes de estabilidade de P&G E, E e G, respectivamente e em H1, H4 e H17, todas são da classe A e apresentam meandramento.

Causas do Meandramento

Etling (1990) realizou um trabalho muito bom sobre os possíveis mecanismos geradores de grandes oscilações da direção horizontal do vento médio e que frequentemente causam meandramentos de plumas. Observados sobre diferentes condições atmosféricas, eles adquirem maiores proporções sobre estratificação estável (CLE - Camada Limite Estável) e

ventos de baixa intensidade. Os períodos de oscilação relatados variam entre 5min a 2h e considera-se que são provocados por ondas de gravidade ou por vórtices com eixo de rotação vertical ou horizontal.

A Fig.4.1-2 esquematiza o meandramento por ondas de gravidade e vórtices horizontais. As ondas de gravidade, ou ondas de empuxo, são propagações horizontais resultantes de oscilações da altura da coluna de ar sobre a superfície e são usuais na CLE quando esta apresenta pouca turbulência. Comprimentos de onda típicos estão entre 200 a 4000m. Perceba-se que, para haver meandramento, o eixo de propagação da onda não pode ser paralelo à direção do vento médio (Fig.4.1-2.b).

Um número menor de casos de meandramento parecem ser causados por vórtices com eixo horizontal, associados a velocidades de vento mais elevadas em região de costa marinha (Raynor&Hayes, 1984).

Eles atuam como esquematizado na Fig4.1-2.b. Perceba-se que, neste caso, o eixo de rotação do vórtice não pode ser perpendicular a direção do vento médio que, considerando-se a brisa marinha, sofrerá maior efeito se for paralelo à costa. Turbilhões com eixo horizontal na CLE também podem ser formados a sotavento de encostas (como a Serra do Mar).

Turbilhões com eixo vertical podem ser responsáveis por muitos casos de meandramento (Fig.4.1-3), especialmente sobre terreno complexo e estratificação estável da atmosfera (CLE). Um possível mecanismo

Fig.4.1-1
Séries temporais bidimensionais para o ângulo horizontal da velocidade do vento (Peterson&Lamb, 1990)

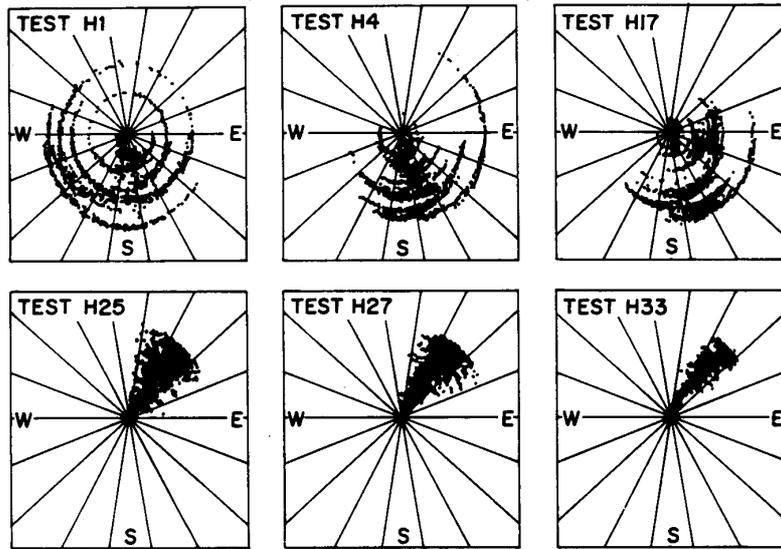


Fig.4.1-2
Modelo para o meandramento de Pluma devido à Ondas Gravitacionais e Vórtices com eixo horizontal. (a) Vista de topo. (b) Vista de frente. (Etling, 1990)

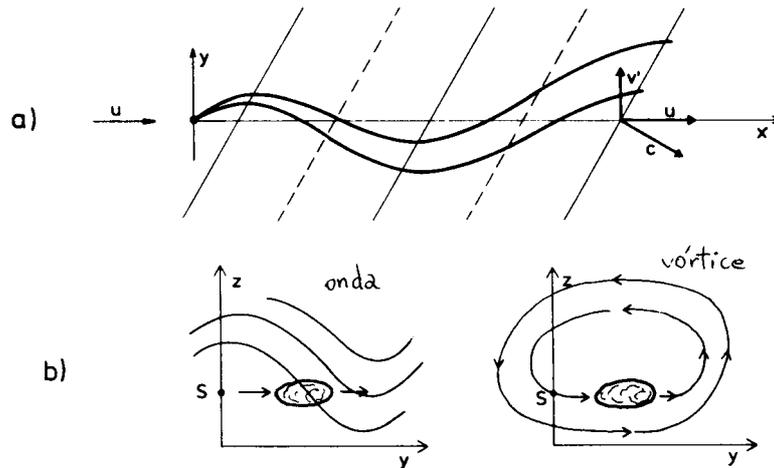
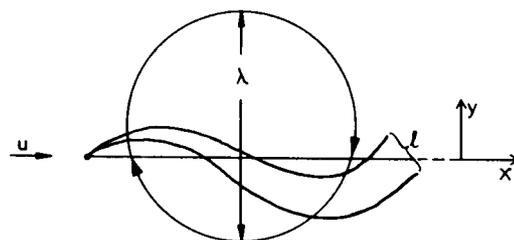


Fig.4.1-3
Meandramento de Pluma devido a vórtice de eixo vertical (Etling,1990)



formador deste tipo de vórtice na CLE, são as turbulências que surgem no desmembramento das linhas de fluxo a sotavento de um obstáculo geográfico (Snyder, 1990, mostra simulações disso em tanque de prova).

A Pluma e a variabilidade de concentrações

A Fig.4.1-4 é um modelo de como ocorre a alta variabilidade de concentrações instantâneas em relação à média esperada em uma pluma emitida continuamente (Mylne, 1992). A largura da pluma em um determinado instante é caracterizada por σ_i , sendo esta dispersão determinada pela ação de vórtices pequenos em relação à σ_i . Próximo à fonte $\sigma_i \ll \lambda$ (λ =tamanho característico para os turbilhões maiores desenhados no esquema) e estes turbilhões provocam uma variabilidade da concentração associada a uma oscilação da pluma em torno da direção média em que ela se desloca (meandramento). Para distâncias intermediárias, $\sigma_i \sim \lambda$, estes vórtices geram desmembramentos tentaculares com entranhamento de ar limpo na pluma, causando uma variabilidade interna de concentrações. A distâncias maiores, $\sigma_i \gg \lambda$, estes vórtices provocam apenas uma difusão homogênea dentro da pluma, reduzindo a variância da concentração. Note-se bem que este modelo tem como parâmetro a relação de tamanho entre σ_i e λ . Como na atmosfera temos uma distribuição espectral de λ s,

Fig.4.1-4

Modelo sobre como um vórtice com comprimento característico λ gera variabilidade de concentrações na Pluma (Mylne, 1992).

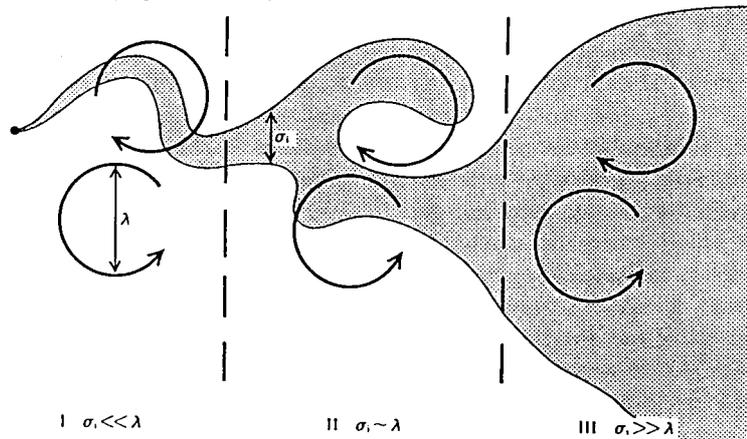


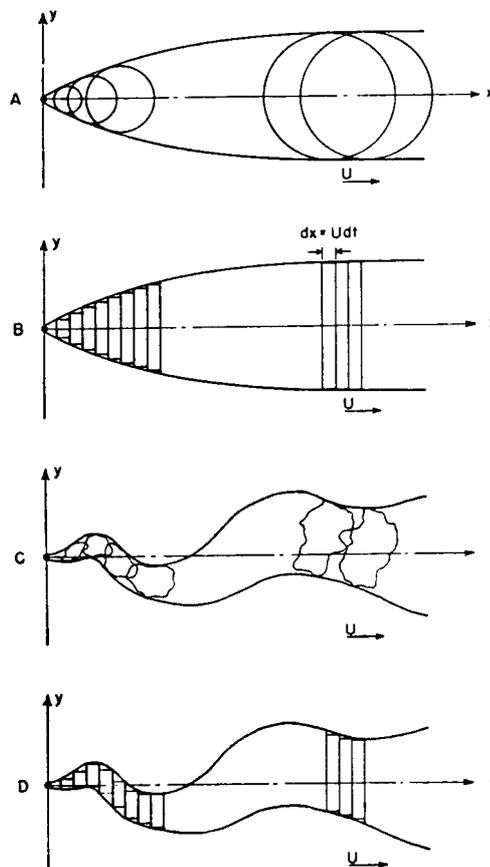
Fig.4.1-5 (Gifford, 1959)

Modelo ilustrativo da difusão contínua como resultado da emissão de uma sucessão de baforadas.

(A) Cada círculo representa uma baforada se difundindo.

(B) Cada baforada se difunde sobre um disco pois despreza-se a difusão turbulenta sobre o eixo-x em relação ao transporte realizado por U.

(C) e (D) Análogos aos dois itens A e B, mas as baforadas “viajam” sobre a linha de meandramento.



a caracterização de distâncias “próximas” ou “afastadas” da fonte depende da forma da distribuição.

O aperfeiçoamento dos detectores de gases de alta resolução e reposta-rápida, têm possibilitado um detalhamento cada vez maior da estrutura de plumas geradas pela dispersão de emissões contínuas e bem controladas (Hanna, 1984a; Dinar et al., 1988; Mylne, 1991; Peterson et al., 1990; Yee et al., 1994). O número de trabalhos nesta temática tem sido crescente e buscam analisar as incertezas que estas flutuações introduzem nos modelos preditivos da qualidade do ar. Além disso, refletem a preocupação crescente com a estimativa de picos de concentração para emissões acidentais de gases tóxicos ou inflamáveis ou, ainda, com interesses militares em estudar a variabilidade da visibilidade através de barreiras de fumaça. Mylne & Mason (1991) comentam que ao se tratar de inflamabilidade, cheiro ou toxidez de alguns poluentes, os efeitos relevantes ocorrem numa escala de tempo de poucos segundos ou menos. Exemplificam com o caso do Cl_2 , cuja toxidez é estimada pela expressão $C^{2.75} \cdot t$, obtendo-se resultados 10 a 20 vezes superiores quando se emprega uma série temporal de C ao invés de $\langle C \rangle$.

Incorporação da Variabilidade na modelagem da dispersão

Hanna (1984b) fez uma revisão de modelos empregados para prever flutuações de concentração, listando 7 tipos de abordagens que classificou em três grupos gerais. O primeiro deles opera com a variabilidade interna à pluma, o segundo com flutuações devido ao meandramento e o terceiro viabiliza o tratamento desta duas fontes de variabilidade.

No caso do modelo da Pluma Gaussiana, trabalha-se com estimativas de médias e a variabilidade interna à pluma não representa um problema. Mas o meandramento sim, pois as determinações para σ_r referem-se às turbulências de curto alcance.

Hanna (1983) apresenta uma possibilidade prática de correção usando fatores para meandramento associados às classes de estabilidade de P&G e à velocidade média observada (supõem-se uma correlação potencial inversa entre U e σ_r). Já em Gifford (1959) encontra-se a formulação de uma teoria que tem sido referência para os modelos que incorporam este efeito.

Sua proposição básica seguiu a hipótese de homogeneidade e estacionariedade do processo de dispersão atmosférica, separando a difusão em duas componentes independentes: espalhamento (interno) e meandramento. Assim, para incorporar o meandramento na Pluma Gaussiana, basta utilizar na expressão E. 4.2-20 (ou similares) um coeficiente de difusão total σ_{iT} dado por:

$$\sigma_{iT} = \sigma_{iI} + \sigma_{iM} \quad \text{E. 4.2-30}$$

sendo σ_{iI} o coeficiente de dispersão interno e σ_{iM} o coeficiente de dispersão por meandramento.

As Figs.4.1-5.C e D permitem uma visualização esquemática deste tratamento: as baforadas pontuais emitidas continuamente pela fonte, ao invés de simplesmente sofrerem difusão enquanto são transportadas sobre a linha de direção do vento médio, passam a “caminhar” sobre a linha de meandramento enquanto sofrem difusão.

Pensando-se nas flutuações por meandramento como um mecanismo que introduz uma função densidade de probabilidade (fdp) para as concentrações detectadas, o uso de E. 4.2-28 significa optar por uma fdp gaussiana. Uma série de trabalhos têm testado outras alternativas de fdp, tais como log-normais, exponenciais etc. (veja-se citações do item anterior).

4.2 REFERÊNCIAS

4.2.1 Referências Gerais

1 - J.H. Seinfeld; Spyros N. Pandis. Atmospheric Chemistry and Physics from Air Pollution to Climate Change. John Wiley & Sons, 1998.

2 - GEPA - Grupo de Estudo de Poluição do Ar do IFUSP. "Avaliação de Qualidade do Ar de Área Críticas Brasileiras". Relatório Anual do Projeto. Publicação do GEPA - IFUSP, 1983.

3 - EPA - USA. Receptor Model Technical Series. vol. III, 1990.

5 - R.A. Johnson e D.W. Wichern. Applied Multivariate Analysis. Printice Hall, 1982.

4.2.2 BIBLIOGRAFIA

- Bellasio, R.; Lanzani, G.; Tamponi, M.; Tirabassi, T. (1994). Boundary Layer Parametrization for Atmospheric Diffusion Models by Meteorological Measurements at Ground Level, *Il Nuovo Cimento*, **17C**(2): 163-174.
- Briggs, G.A. (1974). Diffusion Estimation for Small Emission, Environmental Research Laboratories, Air Resources Atmosphere Turbulence and Diffusion Laboratory, Annual Report, USAEC Report ATDL-106, National Oceanic and Atmospheric Administration.
- Chalita, Sophie Najm (1987). Cálculo do parâmetro horizontal de difusão turbulenta σ_y para a região de Cubatão, Tese de Mestrado do IFUSP. Orientador: Celso M. de Q. Orsini.
- Csanady, G. T. (1980). Turbulent Diffusion in the Environment, D. Reidel Publishing Company, Holanda.
- Draxler, R.R. (1976). Determination of Atmospheric Diffusion Parameters, Atmospheric Environment, **10**: 99-105.
- Einstein, A. (1905). Annalen der Physik, **17**, p.549.
- Etling D. (1990). On plume meandering under stable stratification, Atmospheric Environment, **24A**(8): 1979-1985.
- Gifford, Franklin A. Jr (1959). Statistical properties fo a fluctuating plume dispersion model, Advances in Geophysics, **6**: 117-138.
- ↳ (1961). Use of Routine Meteorological Observations for Estimating Atmospheric Dispersion, Nuclear Safety, **2** (4): 47-51.
- ↳ (1968). Meteorology and atomic energy, US Atomic Energy Commission, Office of Information Services, David H. Slade - editor.
- ↳ (1976), Turbulent Diffusion-Typing Scheme: A Review, Nuclear Safety, **17** (1): 68-86.
- Hanna, Steven R.; Briggs, G. A.; Deardorff, J.; Egan, B. A.; Gifford, F.A.; Pasquill, F. (1977). AMS Workshop on Stability Classification Schemes and Sigma Curves - Summary of Recommendations, Bull. Am. Meteor. Society, **58** (12): 1305-1309.
- ↳ (1981). Diurnal variation of horizontal wind direction fluctuations in complex terrain, Boundary-Layer Meteorology, **21**: 207-213.
- ↳ Briggs, Gary A.; Hosker Jr., Rayford P. (1982). Handbook on Atmospheric Diffusion, Office of Health and Environmental Research, Office of Energy Reserch, Technical Information Center, U.S. Department of Energy.
- ↳ (1983). Lateral turbulence intensity and plume meandering during stable conditions, J. of Climate and Applied Meteorology, **22**: 1424-1430.
- ↳ (1984a). The exponential probalbility density function and concentration fluctuations in smoke plumes, Boundary-Layer Meteorology, **29**: 361-375.
- ↳ (1984b). Concentration fluctuations in a smoke plume, Atmospheric Environment, **18** (6): 1091-1106.
- ↳ Chang, Joseph C. (1992). Boundary-Layer Parameterizations for Applied Dispersion Modeling Over Ruban Área, Boundary-Layer Meteorology, **58**: 229-259.

- Helene, Otaviano A. M.; Vanin, Vito R. (1981). Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, Editora Edgard Blücher Ltda, São Paulo.
- Irwin, John S. (1979). A theoretical variation of the wind profile power-law exponent as a function of surface roughness and stability, *Atmospheric Environment*, **13**:191-194.
- Ito, Kazihiko; Kneip, Theo J.; Lioy, Paul J. (1986). The effects of number of samples and random error on the factor analysis/Multiple regression (FA/MR) receptor modeling technique, *Atmospheric Environment*, **20**(7): 1433-1440.
- Johnson, R.A., Winchurn, D.W. (1982). *Applied Multivariate Analysis*, Prentice Hall.
- Lawson C.L., Hanson R.J. (1974). *Solving least squares problems*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey.
- Leahey, D.M.; Hansen, M.C.; Schroeder, M.B. (1988). An analysis of wind fluctuation statistics collected under stable atmospheric conditions at three sites in Alberta, Canada, *Jour. of Applied Meteorology*, **27**: 774-777.
- Lu, Rong and Turco, Richard P., (1994). Air pollutant transport in a coastal environment. Part I: Two-dimensional simulations of sea-breeze and mountain effects, *Jour. of the Atmosph. Sciences*, **51**(15):2285-2308.
- Michelsen, W. R. (1955). An experimental comparison of the Lagrangian and Eulerian correlation coefficients in homogeneous isotropic turbulence, NACA Washington, Tech. Note Nº 3570.
- Miller, Charles W.; Little, Craig A. (1980). Accuracy of Gaussian Plume dispersion model predictions as a function of three atmospheric stability classification calculations, *Health Physics*, **39**: 773-782.
- Mylne, Kenneth R.; Mason, P.J. (1991). Concentration fluctuation measurements in a dispersing plume at a range of up to 1000m, *Q.J. R. Meteorol. Soc.*, **117**: 177-206.
- ↳ (1992). Concentration fluctuation measurements in a plume dispersing in a stable surface layer, *Boundary-Layer Meteorology*, **60**: 15-48.
- Nieuwstadt, F.T.M.; Van Dop, H.; et al. (1984). *Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling - a course held in The Hague, 21-25 sept, 1981*, D. Reidel Publishing Company, Holanda.
- Ohba, R.; Ukeguchi, N.; Kakishima, S.; Lamb, B. (1990). Wind Tunnel Experiment of Gas Diffusion in Stably Stratified Flow Over a Complex Terrain, *Atmospheric Environment*, **24A** (8): 1987-2001.
- Pasquill, F. (1961). The Estimation of the Dispersion of Windborne Material, *Meteorol. Mag.*, **90**:33-49.
- ↳ (1974). *Atmospheric Diffusion - the dispersion of windborne material from industrial and other sources*, Ellis Horwood Limited, Inglaterra (Halsted Press - John Wiley&Sons Limited - USA).
- Pedlosky, Joseph, (1979). *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, NY
- Peterson, Holly; Lamb, Brian (1990). Interpretation of measured tracer concentration fluctuations using a sinusoidal meandering plume model, *J. of Applied Meteorology*, **29**: 1284-1298.
- Raynor, Gilbert S.; Hayes, Janet V. (1984). Wind direction meander at a coastal site during onshore flows, *J. of Climate and Applied Meteorology*, **23**: 967-978.
- Reid, John (1979). Markov chain simulations of vertical dispersion in the neutral surface layer for surface and elevated releases, *Boundary-Layer Meteorology*, **16**: 3-22.
- Roberts, O.F.T. (1923). The Theoretical Scattering of Smoke in a Turbulent Atmosphere, , *Proc. of the Royal Society of London, Ser. A*, **104**: p604.
- Sedefian, Leon; Bennett, Edward (1980). A comparison of turbulence classification schemes, *Atmospheric Environment*, **14**: 741-750.
- Slade, David H. - Editor (1968). *Meteorology and atomic energy*, US Atomic Energy Commission, Office of Information Services.
- Snyder, William H. (1990). Fluid Modeling Applied to Atmospheric Diffusion in Complex Terrain, *Atmospheric Environment*, **24A** (8): 2071-2088.
- Stull, Roland B. (1991). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, Holanda.
- Sutton, O. G. (1932). A Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere, *Proc. of the Royal Society of London, Ser. A*, **135**: 143-165.
- ↳ (1953). *Micrometeorology*, Mc Graw-Hill Book company, NY-USA.
- Taylor, G. I. (1915). I. Eddy Motion in the Atmosphere, *Philosophical Transactions*, CCXV
- ↳ (1922). Diffusion by Continuous Movements, *Proc. of the London Mathematical Society*, **XX**: 196-212.
- ↳ (1935). Statistical Theory of Turbulence, *Proc. of the Royal Society, A*, **151**: 421-478.

- ↳ (1938). The spectrum of turbulence, Proc. of the Royal Society of London, Ser. A, **164**: 476-490.
- Van der Hoven, I. (1957). Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour, J. Meteor., **14**: 160.
- Yee, Eugene; Chan, R.; Kosteniuk, P.R.; Chandler, G.M.; Biltoft, C.A.; Bowers, J.F. (1994). Experimental measurements of concentration fluctuations and scales in a dispersing plume in the atmospheric surface layer obtained using a very fast response concentration detector, J. of Applied Meteorology, **33**: 996-1016.